

УДК 532.529: 536.24

ТЕПЛООБМЕН В КАВЕРНЕ С ВРАЩАЮЩИМСЯ ДИСКОМ В ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМЕ

К.Н. Волков^{a,b}, П.В. Булат^a, И.А. Волобуев^{a,c}, В.А. Пронин^a

^a Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация

^b Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания

^c Проблемная лаборатория «Турбомашин», Санкт-Петербург, 198035, Российская Федерация

Адрес для переписки: Pavelbulat@mail.ru

Информация о статье

Поступила в редакцию 13.03.17, принята к печати 10.04.17

doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-3-514-524

Язык статьи – русский

Ссылка для цитирования: Волков К.Н., Булат П.В., Волобуев И.А., Пронин В.А. Теплообмен в каверне с вращающимся диском в турбулентном режиме // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17. № 3. С. 514–524. doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-3-514-524

Аннотация

Предмет исследования. Рассмотрено решение задачи о турбулентном течении в каверне с вращающимся диском, которое является моделью двухстороннего упорного осевого подшипника, а также других важных элементов турбомашин, например, лабиринтных уплотнений лопаточного венца ступени осевого компрессора. **Метод исследования.** Характеристики течения и теплообмена исследованы в зависимости от относительной величины зазора между неподвижным корпусом и вращающимся диском и значения числа Рейнольдса. Проведено сравнение локальных и интегральных характеристик потока, полученных на основе различных моделей турбулентности, с данными физического эксперимента. **Основные результаты.** Структура течения и характеристики теплообмена исследованы в зависимости от относительной величины зазора между неподвижным корпусом и вращающимся диском и значения числа Рейнольдса. Сравнение локальных и интегральных характеристик потока с данными физического эксперимента показало, что наилучшее согласование дает применение $k-\epsilon$ модели с поправками Като–Лаундера для члена производства турбулентности и поправками на кривизну линий тока, а также двухслойная $k-\epsilon/k-l$ модель турбулентности. Применение модели турбулентности Спаларта–Аллмареса и модели переноса рейнольдсовых напряжений приводит к существенным погрешностям при расчете распределения теплового потока по поверхности статора. **Практическая значимость.** Рассмотренная задача является модельной и позволяет сделать вывод о применимости тех или иных моделей течения и моделей турбулентности в таких узлах компрессорной и газотурбинной техники, как уплотнения лопаточного венца, осевые и радиальные газовые и жидкостные подшипники, вращающиеся теплообменники.

Ключевые слова

газодинамика, численные методы, модели турбулентности, турбомашин

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение № 14.578.21.0203, уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI57816X0203).

HEAT TRANSFER IN A CAVITY WITH ROTATING DISK IN TURBULENT REGIME

K.N. Volkov^{a,b}, P.V. Bulat^a, I.A. Volobuev^{a,c}, V.A. Pronin^a

^a ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation

^b Kingston University, London, SW15 3DW, United Kingdom

^c Basic Research Laboratory "Turbomachines", Saint Petersburg, 198035, Russian Federation

Corresponding author: Pavelbulat@mail.ru

Article info

Received 13.03.17, accepted 10.04.17

doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-3-514-524

Article in Russian

For citation: Volkov K.N., Bulat P.V., Volobuev I.A., Pronin V.A. Heat transfer in a cavity with rotating disk in turbulent regime. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2017, vol. 17, no. 3, pp. 514–524 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-3-514-524

Abstract

Subject of Research. The paper considers turbulent flow and heat exchange in a closed axisymmetric cavity with a rotating disk, which is a model of two-way axial thrust bearing, as well as the other important elements of turbomachines, for example, blade ring labyrinth seals of axial compressor stage. **Method.** The flow and heat transfer characteristics are studied depending on the relative gap between the fixed housing and the rotating disc and the Reynolds number. Comparison of the local and integral flow characteristics obtained on the basis of various models of turbulence with the data of physical experiment is given. **Main Results.** The flow structure and heat transfer characteristics are studied depending on the relative gap between the fixed body and the rotating disc and the Reynolds number. Comparison of the local and integral characteristics of the flow with the data of the physical experiment shows that the best matching is given by the application of the $k-\varepsilon$ model with Kato-Launder corrections for the turbulence production term and the corrections to the curvature of the streamlines, as well as the two-layer $k-\varepsilon / k-l$ turbulence model. The application of the Spalart-Allmaras turbulence model and the Reynolds stress transfer model leads to significant errors in calculating the heat flux distribution over the stator surface. **Practical Relevance.** The considered problem is a model problem and it gives the possibility to make a conclusion about the applicability of various flow models and models of turbulence in such units of compressors and gas turbines as seals of the blade ring, axial and radial gas and liquid bearings, rotating heat exchangers.

Keywords

gas dynamics, numerical methods, turbulence models, turbomachines

Acknowledgements

This work was financially supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (agreement No 14.578.21.0203, unique identifier of applied scientific research RFMEFI57816X0203).

Введение

Некоторые элементы турбомашин, например, вращающиеся теплообменники, лабиринтные уплотнения лопаточных венцов ступеней осевого компрессора, осевые упорные газодинамические подшипники, имеют элементы, быстро вращающиеся в осесимметричных полостях – кавернах. Пример такой конструкции приведен на рис. 1, на котором изображены элементы упорного осевого воздушного подшипника перспективного авиационного газотурбинного двигателя.

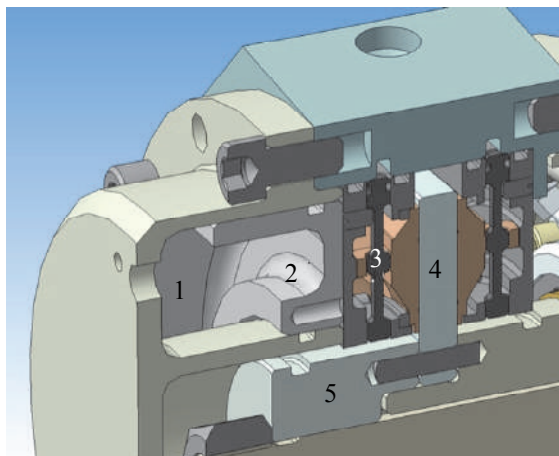


Рис. 1. Осевой воздушный подшипник – пример устройства, в котором имеет место быстрое вращение диска 4, закрепленного на роторе 5 в каверне, образованной корпусом и опорами подшипника 3. Ширина каверны регулируется при помощи поршня 2, закрепленного на корпусе 1

Хорошей моделью для подобных устройств является диск, вращающийся в полости (каверне). Целью данной работы является моделирование течения и теплообмена в закрытой осесимметричной каверне с вращающимся диском на основе различных моделей турбулентности. Проводится сравнение результатов расчетов локальных и интегральных характеристик потока, полученных в рамках различных моделей, с данными физического эксперимента и имеющимися корреляционными зависимостями. Изменения структуры течения и характеристики теплообмена исследуются в зависимости от относительного расстояния между статором и ротором и значения числа Рейнольдса.

При создании современных газотурбинных двигателей и теплообменников практически невозможно обойтись без использования численных методов расчета внутренних турбулентных течений и теплообмена вязкого сжимаемого газа в областях сложной геометрической конфигурации. Правомочность использования тех или иных моделей турбулентности и численных методов исследуется, как правило, применительно к более простым задачам, имеющим упрощенную геометрию, но сохраняющих ключевые моменты исходной постановки, например, закрутку потока или вращение одной, или нескольких граничных поверхностей.

К одной из таких задач, на которых разумно проводить тестирование элементов численного метода, относится течение в закрытой осесимметричной полости, индуцированное вращающимся диском

(рис. 2). Простота геометрии, но в то же время достаточная сложность течения, включающая, в частности, образование экмановских слоев на вращающемся диске и теплообмен, объясняют тот факт, что данной задаче уделяется большое внимание в литературе [1–12].

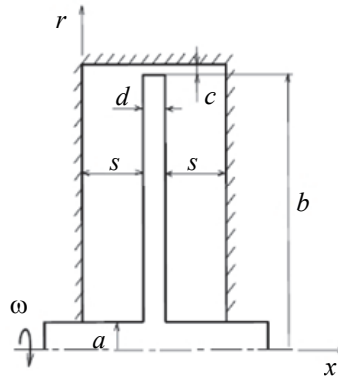


Рис. 2. Турбулентный теплообмен в осесимметричной каверне с вращающимся диском, имеющим внутренний диаметр a , внешний диаметр b , толщину d , радиальный зазор со стенками каверны c , осевые зазоры s ; радиальная координата r , частота вращения ω

В некоторых случаях для нахождения интегральных характеристик потока достаточно приближения свободного вращающегося диска. Однако для рабочих колес турбомашин, вращающихся в узких кожухах, ширина которых мала по сравнению с радиусом диска, приближение свободного диска неприемлемо и приводит к большим ошибкам [1–3].

Экспериментальные исследования [1, 2] позволили выявить основные режимы течения в каверне (рис. 3) и получить корреляционные зависимости для интегральных характеристик потока.

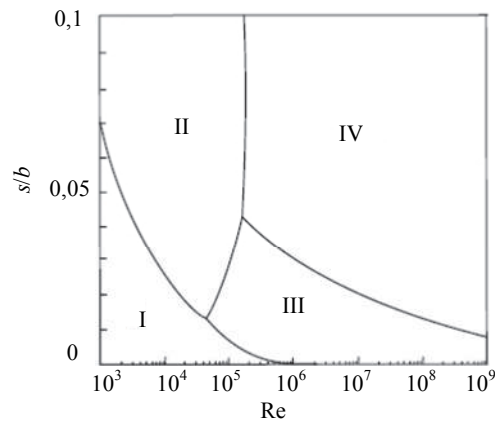


Рис. 3. Режимы течения в каверне с вращающимся диском

В зависимости от относительной величины зазора $G = s/b$ между корпусом (статор) и диском (ротор) и величины числа Рейнольдса, $Re = \omega b^2/\nu$, вычисленного по отношению угловой скорости вращения ω и радиусу диска b к кинематической вязкости ν , выделяется 4 режима течения (рис. 3).

Режим I соответствует достаточно малым зазорам, когда толщины ламинарных пограничных слоев на статоре и роторе составляют около полуширины продольного размера каверны (пограничные слои на статоре и роторе сливаются), а действие вязких сил распространяется на всю расчетную область. В режиме II ламинарные пограничные слои на статоре и роторе разделяются слоем жидкости, в котором влияние вязкости является пренебрежимо малым. Между пограничными слоями находится слой жидкости, который вращается с угловой скоростью, приблизительно равной половине угловой скорости вращения диска. В отличие от режима I, тангенциальная составляющая скорости в ядре потока не зависит от осевой координаты, а радиальная составляющая скорости практически равняется нулю.

Режимы III и IV эквиваленты режимам I и II за тем исключением, что пограничные слои на статоре и роторе являются турбулентными.

В режимах II и IV основной вклад в изменение скорости движения жидкости вносят слои Экмана, образующиеся на стенках, ортогональные оси вращения [3]. Используя оценки [2–4] для толщины слоя, увлекаемого вращающимся диском, нетрудно показать, что граница между режимами I и II удовлетворительно описывается зависимостью $GRe^{1/2} = 2,24$, а граница между режимами III и IV – зависимостью

$G Re^{1/5} = 0,5$ (рис. 3). При $G \ll 1$ для расчета распределений скорости и температуры в каверне получены интегральные соотношения [5–7]. Данные измерений показывают, что при $G \sim 0,01$ и $Re = (2 \div 150) \cdot 10^4$ локальное число Нуссельта остается практически постоянным по всей поверхности ротора (отклонение от среднего значения составляет около 6%) и превышает соответствующее максимальное значение для свободного диска [4]. Для системы «изотермический статор и теплоизолированный ротор» в режиме I среднее число Нуссельта на поверхности статора практически не зависит от значения числа Рейнольдса ($Nu \sim 1/G$). Для режима III имеется корреляционная зависимость [2]. В режимах II и IV среднее число Нуссельта возрастает с увеличением зазора между статором и ротором. Минимальное значение среднего числа Нуссельта соответствует точке перехода от режима III к режиму IV (при $G_* = 1,05 Re^{-0,2}$).

Изменение температуры стенки оказывает существенное влияние на теплообмен в слоях экмановского типа [8], приводя к возникновению зоны с обратным направлением теплового потока на периферии полости при отрицательном и приблизительно постоянном градиентах температуры диска.

Одна из проблем, которая появляется при численном моделировании турбулентных течений при больших числах Рейнольдса, состоит в выборе подходящей модели турбулентности. Примеры использования некоторых моделей турбулентности можно найти в литературе [5, 9–12].

Применение стандартной $k-\varepsilon$ модели и модели $k-\omega$ приводит к достаточно большим погрешностям в распределениях скорости в центральной части каверны и завышенным толщинам пограничных слоев на статоре и роторе [9]. Низкорейнольдсовая версия $k-\varepsilon$ модели обнаруживает нереалистичные тенденции к ламинаризации течения в каверне [10]. Модификация Лаундера–Шармы модели $k-\varepsilon$ также не всегда дает приемлемые результаты [5]. Для увеличения точности расчетов используются эмпирические поправки в уравнении для скорости диссипации кинетической энергии турбулентности [5], двухслойная модель турбулентности [9, 11], а также модель переноса напряжений Рейнольдса [12].

Таким образом, к нерешенным проблемам следует отнести моделирование турбулентности. Ниже в работе исследуется применение нескольких усложненных моделей турбулентности в сравнении с экспериментом и результатами расчета с применением обычных моделей турбулентности. Расчеты выполняются с помощью разностных схем повышенного порядка точности MUSCLE-3, чтобы исключить влияние на результаты исследования схемной вязкости и иных нефизических эффектов, связанных с дискретизацией расчетной области

Модель и метод

Основные уравнения и граничные условия

В цилиндрической системе координат (x, r, θ) нестационарное течение вязкого сжимаемого газа, индуцированное вращением диска радиуса b с постоянной угловой скоростью ω вокруг оси, перпендикулярной плоскости диска (рис. 1), описывается уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F}_x + \mathbf{G}_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r (\mathbf{F}_r + \mathbf{G}_r)}{\partial r} = \mathbf{H}. \quad (1)$$

Приведенное уравнение дополняется уравнением состояния совершенного газа

$$p = (\gamma - 1) \rho \left[E - \frac{1}{2} (v_x^2 + v_r^2 + v_\theta^2 - \omega^2 r^2) \right]. \quad (2)$$

В формулах (1)–(2) p – полное давление, E – полная энергия массы, вектор консервативных переменных \mathbf{Q} , вектор невязких потоков \mathbf{F} , вектор вязких потоков \mathbf{G} и источниковый член \mathbf{H} имеют следующий вид:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_r \\ \rho v_\theta \\ \rho E \end{pmatrix}; \mathbf{F}_x = \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x v_x + p \\ \rho v_x v_r \\ \rho v_x v_\theta \\ (\rho E + p) v_x \end{pmatrix}; \mathbf{F}_r = \begin{pmatrix} \rho v_r \\ \rho v_r v_x \\ \rho v_r v_r + p \\ \rho v_r v_\theta \\ (\rho E + p) v_r \end{pmatrix}; \mathbf{G}_x = - \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ \tau_{x\theta} \\ v_x \tau_{xx} + v_\theta \tau_{x\theta} + v_r \tau_{xr} - q_x \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{G}_r = - \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{rx} \\ \tau_{rr} \\ \tau_{r\theta} \\ v_x \tau_{rx} + v_\theta \tau_{r\theta} + v_r \tau_{rr} - q_r \end{pmatrix}; \mathbf{G}_r = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p - \tau_{\theta\theta} + \rho (v_\theta - r\omega)^2 \\ \tau_{r\theta} - \rho v_r (v_\theta - 2r\omega) \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Помимо слагаемых, связанных с осесимметричной постановкой задачи, источниковый член \mathbf{H} учитывает действие сил инерции (силы Кориолиса и центробежной силы). Компоненты тензора вязких напряжений τ находятся из следующих соотношений:

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= 2\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} \right); \quad \tau_{x\theta} = \tau_{\theta x} = \mu_e \frac{\partial v_\theta}{\partial x}; \\ \tau_{rr} &= 2\mu_e \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} \right); \quad \tau_{xr} = \tau_{rx} = \mu_e \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right); \\ \tau_{\theta\theta} &= 2\mu_e \frac{v_r}{r} - \frac{2}{3}\mu_e \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} \right); \quad \tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = \mu_e \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right). \end{aligned}$$

Составляющие вектора потока q имеют вид

$$q_x = -\lambda_e \frac{\partial T}{\partial x}; \quad q_r = -\frac{\lambda_e}{r} \frac{\partial r T}{\partial r}.$$

Здесь t – время; ρ – плотность; v_x, v_r, v_θ – составляющие скорости в координатных направлениях x, r, θ соответственно; p – давление; E – полная энергия единицы массы; T – температура; γ – отношение удельных теплоемкостей; λ_e – коэффициент теплопроводности.

Эффективные вязкость μ_e и теплопроводность λ_e представляют собой сумму молекулярных и турбулентных коэффициентов переноса

$$\mu_e = \mu + \mu_t; \quad \lambda_e = c_p \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right),$$

где c_p – теплоемкость при постоянном давлении; μ – коэффициент вязкости; μ_t – коэффициент турбулентной вязкости. Турбулентному числу Прандтля присваивается постоянное значение (для воздуха $Pr_t = 0,9$).

Для получения значения молекулярной вязкости в зависимости от температуры используется закон Сазерленда

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{3/2} \frac{T_* + S_0}{T + S_0},$$

где $\mu_* = 1,68 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$, $T_* = 273 \text{ К}$ и $S_0 = 110,5 \text{ К}$ для воздуха. Молекулярная теплопроводность связывается с числом Прандтля (для воздуха $Pr = 0,72$).

Модели турбулентности

Для расчета турбулентной вязкости (или величин, с ней связанных) используются следующие модели турбулентности.

1. Стандартная $k-\varepsilon$ модель турбулентности в формулировке Лаундера–Сполдинга [13] с поправкой Като–Лаундера для члена производства турбулентности [14]. Для учета кривизны линий тока и вращения в формулу расчета турбулентной вязкости вводится демпфирующая функция [15]

$$f_c = \frac{1}{1 + cRi_t},$$

зависящая от турбулентного числа Ричардсона

$$Ri_t = \left(\frac{v_\theta^2}{r} \frac{\partial r v_\theta}{\partial r} \right) / \left(\frac{\varepsilon}{k} \right)^2,$$

где ε – скорость диссипации вихрей; k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций. Здесь $c \sim 0,2$. Граничные условия для характеристик турбулентности на стенке выставляются при помощи метода пристеночных функций [13].

2. Двухслойная $k-\varepsilon/k-l$ модель турбулентности [16]. Пристеночная область разделяется на две подобласти, положение границы между которыми зависит от локального числа Рейнольдса $Re_y = \rho k^{1/2} y / \mu$. При $Re_y > Re_{y*}$ используется стандартная $k-\varepsilon$ модель, а при $Re_y < Re_{y*}$ однопараметрическая $k-l$ модель турбулентности [17]. Принимается, что $Re_{y*} = 180$. В качестве граничного условия на стенке принимается, что $\partial k / \partial n = 0$, где n – радиус-вектор по нормали к стенке, l – характерный размер пристеночного слоя.

3. Модель турбулентности $k-\omega$ Уилкокса [18]. На твердой стенке используются граничные условия, соответствующие низкорейнольдсовой формулировке.

4. Модель турбулентной вязкости Спаларта–Алмареса [19]. Для расчета источникового члена, связанного с порождением турбулентной вязкости, используется величина завихренности. Применяется также модифицированная форма записи источникового члена [20]. Граничные условия для рабочей переменной на стенке выставляются при помощи метода пристеночных функций [21].

5. Модель переноса рейнольдсовых напряжений [22], которая учитывает эффекты кривизны линий тока и вращения без введения дополнительных эмпирических поправок.

Начальные и граничные условия

Принимается, что в начальный момент времени газ покоится ($v_x = v_\theta = v_r = 0$, $p = 1,013 \cdot 10^5$ Па, $T = 288$ К).

На поверхности статора и ротора выставляются граничные условия непротекания и прилипания для нормальной и тангенциальной составляющих скорости, а давление определяется из уравнения изменения количества движения в проекции на нормаль к стенке. Поверхность ротора считается теплоизолированной, а поверхность статора имеет постоянную температуру.

Численный метод

Дискретизация уравнений Навье–Стокса и уравнений модели турбулентности проводится при помощи метода контрольного объема на неравномерной сетке.

Расчетная сетка содержит 120 узлов по осевой координате и 2200 узлов по радиальной координате (при изменении ширины каверны число узлов по координатам x и r изменяется таким образом, чтобы сохранить приемлемое отношение сторон ячеек сетки). Сгущение узлов сетки производится как вблизи поверхности диска, так и вблизи поверхности корпуса. По радиальной координате r узлы сетки распределяются равномерно. В области $y^+ < 15$ размещается около 10 расчетных ячеек. Для расчетов на основе двухслойной модели турбулентности сетка строится таким образом, чтобы $y^+ \sim 15$.

Для дискретизации производных по времени используется схема Адамса–Бэшворта 2-го порядка точности. Вектор потока расщепляется на невязкую и вязкую составляющие. Дискретизация конвективных потоков проводится на основе схемы MUSCL 3-го порядка и ограничителя потока minmod. Для дискретизации диффузионных потоков применяются центрированные конечно-разностные формулы 2-го порядка. Решение системы разностных уравнений проводится многосеточным методом на основе схемы полной аппроксимации (используется 4 уровня сетки и V-цикл).

Результаты и обсуждение

Для сравнения результатов численного моделирования с данными физического эксперимента [1] расчеты проводились при следующих параметрах: $G = 0,0637$, $b = 0,5$ м, $\omega = 257$ 1/с, $T_1 = 450$ К. В качестве рабочей среды используется воздух при $\rho_0 = 1,225$ кг/м³, $\mu_0 = 1,7894 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с). При этих условиях $Re = 4,4 \cdot 10^6$.

Профили радиальной и тангенциальной составляющих скорости при $r/b=0,765$, полученные на основе различных моделей турбулентности, в сравнении с экспериментальными данными [1] (значки «●») приведены на рис. 4, 5. Сплошная линия, длинная пунктирная линия, штрих-пунктирная линия и короткая пунктирная линия соответствуют результатам расчетов на основе $k-\epsilon$ модели, модели Спаларта–Алмареса, $k-\omega$ модели и модели переноса рейнольдсовых напряжений. Значки «○» показывают результаты расчетов по двухслойной модели турбулентности, а значки «□» – по модифицированной модели Спаларта–Алмареса.

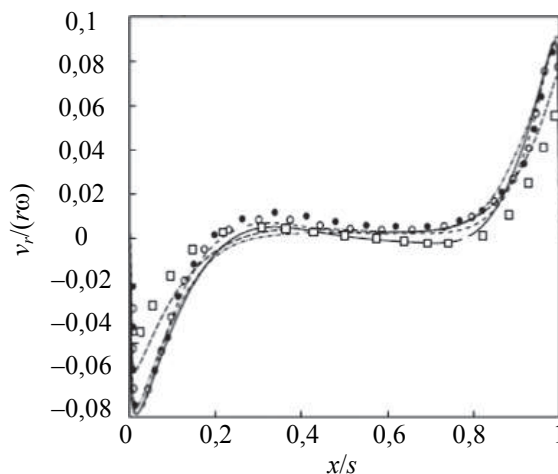


Рис. 4. Распределение радиальной составляющей скорости в зазоре между статором и ротором

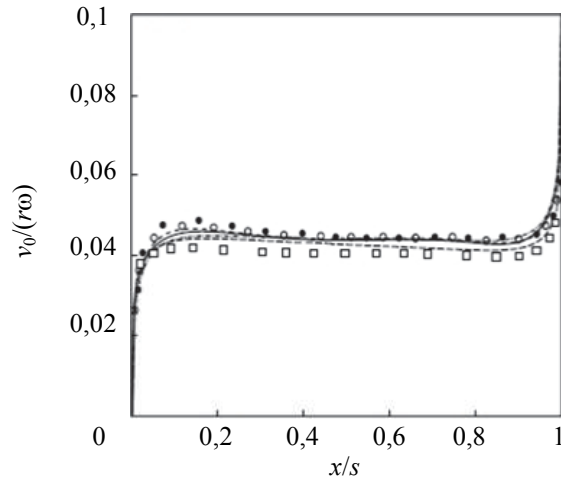


Рис. 5. Распределения тангенциальной составляющей скорости в зазоре между статором и ротором

Полученные распределения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными измерениями, за исключением ядра потока, где радиальная скорость, согласно [1], отлична от нуля. Данный эффект противоречит теории и является скорее следствием неточности измерений, чем реальным физическим эффектом. Следует отметить, что расчеты по стандартной $k-\varepsilon$ модели дают заниженные значения радиальной составляющей скорости вблизи статора и ротора, а также завышенную толщину пограничного слоя. Поскольку давление около диска имеет одинаковый порядок с величиной $\rho_0 v_0 \omega$, то при малой вязкости оно изменяется незначительно, и притом только в направлении, перпендикулярном к стенке. В радиальном направлении давление остается практически постоянным.

Вращение оказывает существенное влияние на характеристики турбулентности. Распределения кинетической энергии турбулентности, полученные на основе модели $k-\omega$ и двухслойной модели, имеют два максимума около поверхности статора и ротора (рис. 6), что согласуется с расчетными данными [9]. В пограничном слое статора максимум генерации кинетической энергии турбулентности располагается на расстоянии $y^+ \sim 22$ от поверхности, а в пограничном слое ротора – на расстоянии $y^+ \sim 6$. В ядре потока, где градиенты средней скорости течения отсутствуют, генерация турбулентности практически отсутствует. Максимальное значение кинетической энергии турбулентности в пограничном слое ротора примерно в 2 раза превышает соответствующее значение в пограничном слое статора.

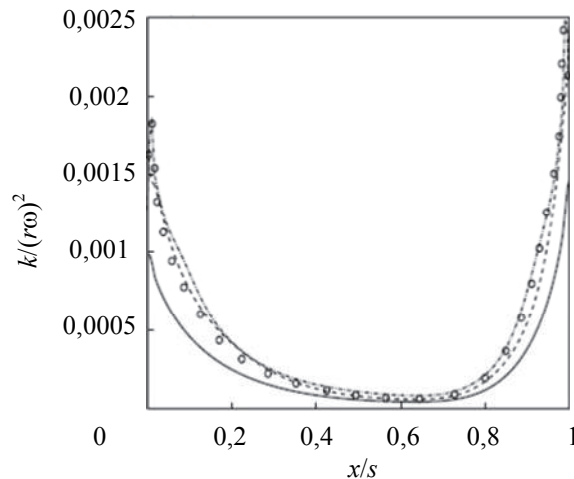


Рис. 6. Распределения кинетической энергии турбулентности в зазоре между статором и ротором. Обозначения аналогичны рис. 4, 5

Другие модели дают качественное иное поведение энергии турбулентных пульсаций – максимум находится на стенке (рис. 7). При этом модель $k-\omega$ и стандартная модель Спаларта–Аллмареса приводят к существенным погрешностям при расчете турбулентной вязкости в центральной части каверны. Введение поправок к источниковому члену улучшает свойства модели Спаларта–Аллмареса.

Результаты, полученные на основе модели переноса рейнольдсовых напряжений, показывают, что основной вклад в баланс кинетической энергии турбулентности вносят пульсации тангенциальной составляющей скорости. Вклад пульсаций осевой и радиальной составляющих скорости примерно одина-

ков. При $Re = 10^6$ максимум пульсаций азимутальной составляющей скорости в 8–10 раз, а при $Re = 3 \cdot 10^4$ примерно в 2 раза превышает соответствующие значения для осевой и радиальной составляющих скорости. Максимум пульсаций радиальной и азимутальной составляющих скорости располагается на расстоянии $y^+ \sim 15$ от поверхности ротора. Максимум осевой составляющей скорости расположен примерно в 10 раз дальше от стенки.

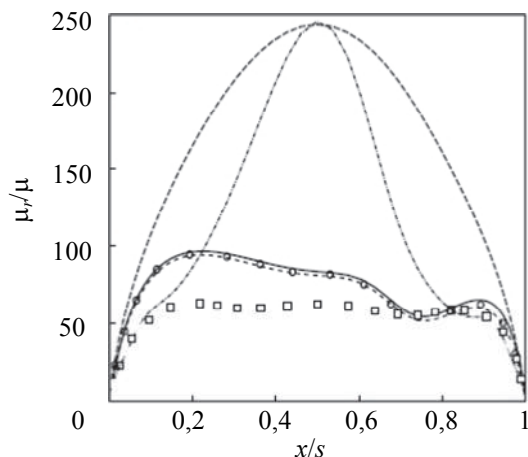


Рис. 7. Распределения турбулентной вязкости в зазоре между статором и ротором. Обозначения аналогичны рис. 4, 5

Распределения температуры в различных сечениях сравнительно слабо отличаются друг от друга. Температура статора оказывает сравнительно слабое влияние на распределения скорости и характеристик турбулентности в каверне. Температура ротора при этом изменяется по зависимости, близкой к параболической, что согласуется с данными [4].

Распределение локального числа Нуссельта по поверхности статора показано на рис. 8. Модель Спаларта–Аллмареса и модель переноса рейнольдсовых напряжений дают существенно более низкие значения числа Нуссельта, чем двухпараметрические модели турбулентности. При этом модель Спаларта–Аллмареса предсказывает несуществующий максимум теплового потока около поверхности статора.

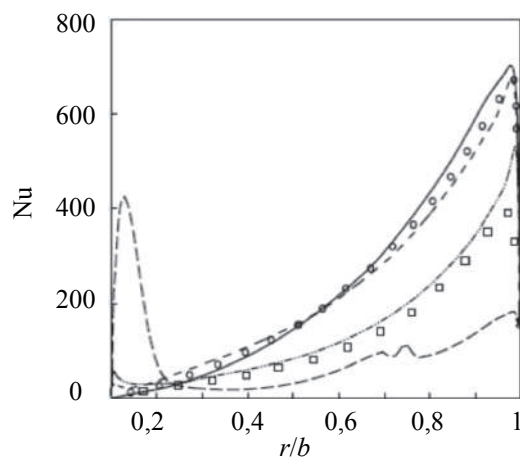


Рис. 8. Распределения локального числа Нуссельта по поверхности статора. Обозначения аналогичны рис. 4, 5

Влияние числа Рейнольдса и относительной величины зазора между статором и ротором на распределения локального числа Нуссельта по поверхности статора сказывается неоднозначным образом (рис. 9, 10, данные получены на основе двухслойной модели турбулентности). При малых G зависимость $Nu(Re)$ является монотонно убывающей. При увеличении G кривая имеет максимум, при этом влияние числа Рейнольдса на теплообмен уменьшается.

Получено также распределение среднего числа Нуссельта по поверхности статора от относительной ширины каверны и числа Рейнольдса (рис. 11). Пунктирная линия соответствует зависимости максимального значения числа Нуссельта от величины зазора между ротором и статором. Для данного числа Рейнольдса имеется значение G , соответствующее максимуму среднего числа Нуссельта, который смещается к поверхности ротора при увеличении Re .

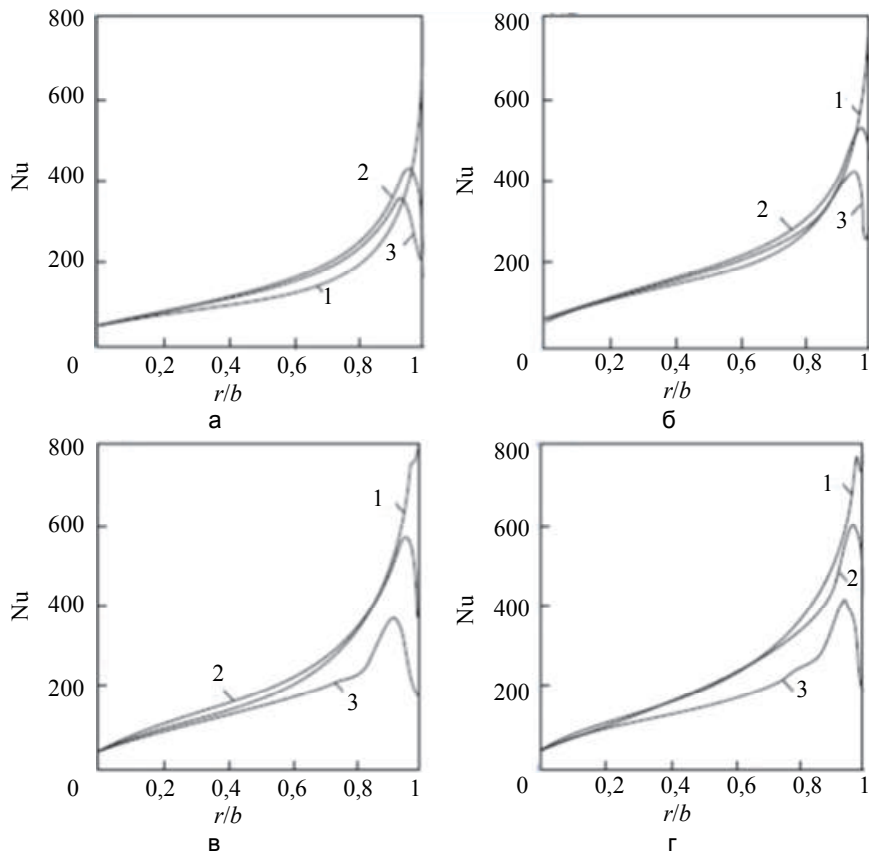


Рис. 9. Распределения локального числа Нуссельта по поверхности статора при $Re=1,4 \cdot 10^5$ (а); $Re=2,1 \cdot 10^5$ (б); $Re=2,9 \cdot 10^5$ (в); $Re=3,3 \cdot 10^5$ (г). Кривые соответствуют значениям $G=0,1$ (1); $0,15$ (2); $0,2$ (3)

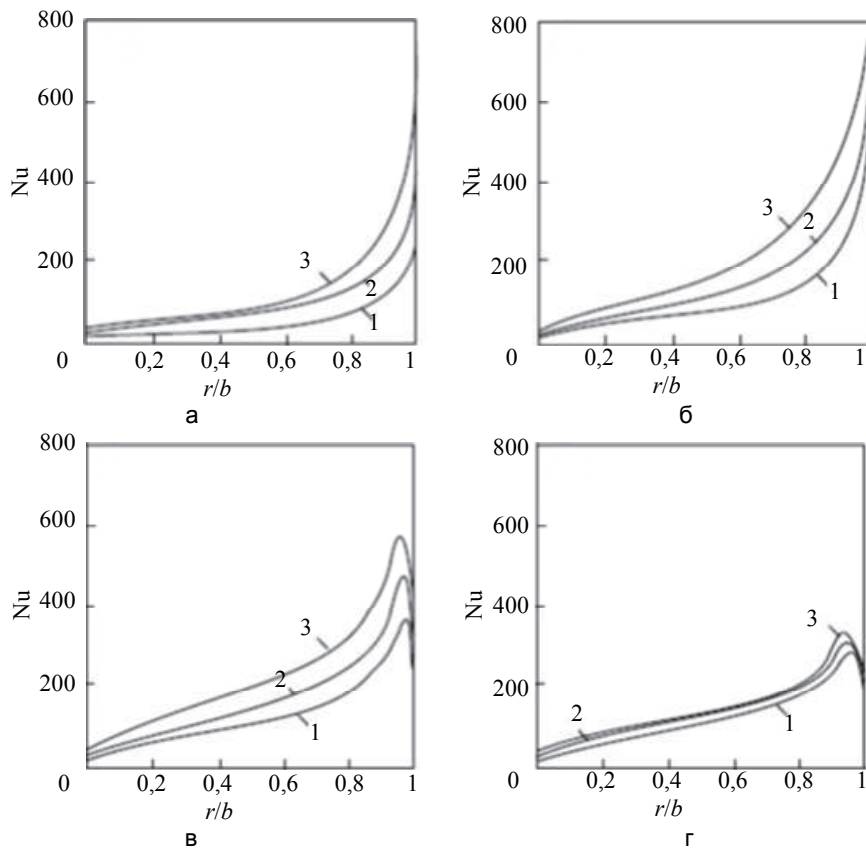


Рис. 10. Распределения локального числа Нуссельта по поверхности статора при $G=0,05$ (а); $0,1$ (б); $0,15$ (в); $0,2$ (г). Кривые соответствуют значениям $Re=2,1 \cdot 10^5$ (1); $Re=2,9 \cdot 10^5$ (2); $Re=3,3 \cdot 10^5$ (3)

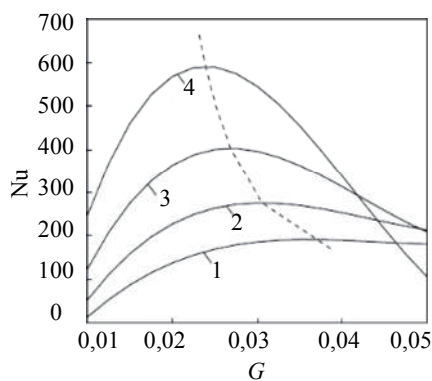


Рис. 11. Зависимость среднего числа Нуссельта на поверхности статора от относительной ширины каверны при: $Re=10^5$ (1); $Re=2 \cdot 10^5$ (2); $Re=4 \cdot 10^5$ (3); $Re=8 \cdot 10^5$ (4)

Заключение

Проведено моделирование турбулентного течения и теплообмена вязкого сжимаемого газа в закрытой осесимметричной каверне с вращающимся диском. Структура течения и характеристики теплообмена исследованы в зависимости от относительной величины зазора между неподвижным корпусом и вращающимся диском и значения числа Рейнольдса. Сравнение локальных и интегральных характеристик потока с данными физического эксперимента показывает, что наилучшее согласование $k-\varepsilon$ дают модель турбулентности с поправками Като–Лаундера для члена производства турбулентности и поправками на кривизну линий тока, а также двухслойная $k-\varepsilon/k-l$ модель турбулентности. Применение модели турбулентности Спаларта–Аллмареса и модели переноса рейнольдсовых напряжений приводит к существенным погрешностям при расчете распределения теплового потока по поверхности статора.

Литература

- Daily J.W., Nece R. Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating discs // *ASME Journal of Basic Engineering*. 1960. V. 82. P. 217–232.
- Owen J.M., Rogers R.H. *Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems. V. 2. Rotating Cavities*. Research Studies Press, Taunton, 1995. 295 p.
- Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
- Harmand S., Watel B., Desmet B. Local convective heat exchanges from a rotor facing a stator // *International Journal of Thermal Sciences*. 2000. V. 39. N 3. P. 404–413.
- Djaoui M., Dymont A., Debuchy R. Heat transfer in a rotor–stator system with a radial inflow // *European Journal of Mechanics. B/Fluids*. 2001. V. 20. N 3. P. 371–398. doi: 10.1016/S0997-7546(01)01133-5
- Debuchy R., Dymont A., Muhe H., Micheau P. Radial inflow between a rotating and a stationary disc // *European Journal of Mechanics. B/Fluids*. 1998. V. 17. N 6. P. 791–810.
- Beretta G.P., Malfa E. Flow and heat transfer in cavities between rotor and stator disks // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2003. V. 46. N 15. P. 2715–2726. doi: 10.1016/S0017-9310(03)00065-6
- Шевчук И.В. Турбулентный теплообмен вращающегося диска при постоянной температуре или плотности теплового потока на стенке // ТБТ. 2000. Т. 38. № 3. С. 521–523.
- Iacovides H., Toumpanakis P. Turbulence modeling of flow in axisymmetric rotor–stator systems // *Proc. 5th Int. Symposium on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*. Paris, 1993. P. 383–390.
- Morse A.P. Numerical prediction of turbulent flow in rotating cavities // *Journal of Turbomachinery*. 1988. V. 110. N 2. P. 202–212.
- Yuan Z.X., Saniei N., Yan X.T. Turbulent heat transfer on the stationary disk in a rotor–stator system // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2003. V. 46. N 12. P. 2307–2218. doi: 10.1016/S0017-9310(02)00525-2
- Elena L., Schiestel R. Turbulence modeling of rotating confined flows // *International Journal of Heat Fluid Flow*. 1996. V. 17. N 3. P. 283–289. doi: 10.1016/0142-727X(96)00032-X
- Lauder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of

References

- Daily J.W., Nece R. Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating discs. *ASME Journal of Basic Engineering*, 1960, vol. 82, pp. 217–232.
- Owen J.M., Rogers R.H. *Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems. V. 2. Rotating Cavities*. Research Studies Press, Taunton, 1995, 295 p.
- Schlichting H. *Boundary-Layer Theory*. McGraw Hill, 1968.
- Harmand S., Watel B., Desmet B. Local convective heat exchanges from a rotor facing a stator. *International Journal of Thermal Sciences*, 2000, vol. 39, no. 3, pp. 404–413.
- Djaoui M., Dymont A., Debuchy R. Heat transfer in a rotor–stator system with a radial inflow. *European Journal of Mechanics. B/Fluids*, 2001, vol. 20, no. 3, pp. 371–398. doi: 10.1016/S0997-7546(01)01133-5
- Debuchy R., Dymont A., Muhe H., Micheau P. Radial inflow between a rotating and a stationary disc. *European Journal of Mechanics. B/Fluids*, 1998, vol. 17, no. 6, pp. 791–810.
- Beretta G.P., Malfa E. Flow and heat transfer in cavities between rotor and stator disks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, vol. 46, no. 15, pp. 2715–2726. doi: 10.1016/S0017-9310(03)00065-6
- Shevchuk I.V. Turbulent heat transfer of rotating disk at constant temperature or density of heat flux to the wall. *High Temperature*, 2000, vol. 38, no. 3, pp. 499–501. doi: 10.1007/BF02756017
- Iacovides H., Toumpanakis P. Turbulence modeling of flow in axisymmetric rotor–stator systems. *Proc. 5th Int. Symposium on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*. Paris, 1993, pp. 383–390.
- Morse A.P. Numerical prediction of turbulent flow in rotating cavities. *Journal of Turbomachinery*, 1988, vol. 110, no. 2, pp. 202–212.
- Yuan Z.X., Saniei N., Yan X.T. Turbulent heat transfer on the stationary disk in a rotor–stator system. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, vol. 46, no. 12, pp. 2307–2218. doi: 10.1016/S0017-9310(02)00525-2
- Elena L., Schiestel R. Turbulence modeling of rotating confined flows. *International Journal of Heat Fluid Flow*, 1996, vol. 17, no. 3, pp. 283–289. doi: 10.1016/0142-727X(96)00032-X
- Lauder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of

- turbulent flows // *Computational Methods in Applied Mechanics Engineering*, 1974, V. 3, N 2, P. 269–289. doi: 10.1016/0045-7825(74)90029-2
14. Kato M., Launder B.E. The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders // *Proc. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows*. Kyoto, 1993, V. 9, P. 10.4.1–10.4.6.
 15. Leschziner M.A., Rodi W. Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulent-model variations // *Journal of Fluid Engineering*, 1981, V. 103, N 2, P. 353–360. doi: 10.1115/1.3241745
 16. Rodi W. Experience with two-layer models combining the k - ϵ model with one-equation model near wall // *Proc. 29th Aerospace Science Meeting*, 1991, No. 91-0216. doi: 10.2514/6.1991-216
 17. Wolfshtein M. The velocity and temperature distribution of one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1969, V. 12, N 3, P. 301–318.
 18. Wilcox D.C. A two-equation turbulence model for wall-bounded and free-shear flows // *AIAA Paper*, 1993, N 93-2905.
 19. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one equation turbulence model for aerodynamic flows // *AIAA Paper*, 1992, N 92-0439. doi: 10.2514/6.1992-439
 20. Dacles-Mariani J., Zilliac G.G., Chow J.S., Bradshaw P. Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field // *AIAA Journal*, 1995, V. 33, N 9, P. 1561–1568. doi: 10.2514/3.12826
 21. Deck S., Duveau P., d'Espiney P., Guillen P. Development and application of Spalart–Allmaras one-equation turbulence model to three-dimensional supersonic complex configurations // *Aerospace Science and Technology*, 2002, V. 6, N 3, P. 171–183. doi: 10.1016/S1270-9638(02)01148-3
 22. Jones W.P., Musonge P. Closure of the Reynolds stress and scalar flux equations // *Physics of Fluids*, 1988, V. 31, N 12, P. 3589–3604. doi: 10.1063/1.866876
- turbulent flows. *Computational Methods in Applied Mechanics Engineering*, 1974, vol. 3, no. 2, pp. 269–289. doi: 10.1016/0045-7825(74)90029-2
14. Kato M., Launder B.E. The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. *Proc. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows*. Kyoto, 1993, vol. 9, pp. 10.4.1–10.4.6.
 15. Leschziner M.A., Rodi W. Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulent-model variations. *Journal of Fluid Engineering*, 1981, vol. 103, no. 2, pp. 353–360. doi: 10.1115/1.3241745
 16. Rodi W. Experience with two-layer models combining the k - ϵ model with one-equation model near wall. *Proc. 29th Aerospace Science Meeting*, 1991, no. 91-0216. doi: 10.2514/6.1991-216
 17. Wolfshtein M. The velocity and temperature distribution of one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1969, vol. 12, no. 3, pp. 301–318.
 18. Wilcox D.C. A two-equation turbulence model for wall-bounded and free-shear flows. *AIAA Paper*, 1993, no. 93-2905.
 19. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA Paper*, 1992, no. 92-0439. doi: 10.2514/6.1992-439
 20. Dacles-Mariani J., Zilliac G.G., Chow J.S., Bradshaw P. Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field. *AIAA Journal*, 1995, vol. 33, no. 9, pp. 1561–1568. doi: 10.2514/3.12826
 21. Deck S., Duveau P., d'Espiney P., Guillen P. Development and application of Spalart–Allmaras one-equation turbulence model to three-dimensional supersonic complex configurations. *Aerospace Science and Technology*, 2002, vol. 6, no. 3, pp. 171–183. doi: 10.1016/S1270-9638(02)01148-3
 22. Jones W.P., Musonge P. Closure of the Reynolds stress and scalar flux equations. *Physics of Fluids*, 1988, vol. 31, no. 12, pp. 3589–3604. doi: 10.1063/1.866876

Авторы

Волков Константин Николаевич – доктор физико-математических наук, научный сотрудник, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация; старший лектор, Университет Кингстона, Лондон, SW15 3DW, Великобритания, k.volkov@kingston.ac.uk

Буллат Павел Викторович – кандидат физико-математических наук, кандидат экономических наук, заведующий международным научным подразделением «Лаборатория механики и энергетических систем», Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Pavelbulat@mail.ru

Волобуев Игорь Алексеевич – аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация; инженер, ООО «Проблемная лаборатория «Турбомашин», Санкт-Петербург, 198035, Российская Федерация, Volobuev_ig@mail.ru

Пронин Владимир Александрович – доктор технических наук, заведующий кафедрой, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, major.pronin@mail.ru

Authors

Konstantin N. Volkov – D.Sc., Researcher, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation; Senior Lecturer, Kingston University, London, SW15 3DW, United Kingdom, k.volkov@kingston.ac.uk

Pavel V. Bulat – PhD, Head of the International Research Unit "Laboratory of Mechanics and Energy Systems", ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Pavelbulat@mail.ru

Igor A. Volobuev – postgraduate, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation; engineer, Basic Research Laboratory "Turbomachines", Saint Petersburg, 198035, Russian Federation, Volobuev_ig@mail.ru

Vladimir A. Pronin – D.Sc., Head of Chair, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, major.pronin@mail.ru